

плазмы сводится к табулированной функции [5, 6]. В области $\frac{\omega}{\kappa} \sqrt{\frac{m}{T}} \ll 1$, где T – температура плазмы, $J \approx \frac{4\pi n e^2}{\kappa T}$.

Приближенная замена в (6) величин φ_0 , α_0 и т. д. их амплитудными значениями не является строгой, однако она позволяет получить грубую оценку скорости самофокусировки. При этом следует положить $\kappa \sim d^{-1}$ и для пучка диаметром d с плавно спадающей от оси к периферии плотностью использовать оценку $\nabla\varphi_0 \sim i\kappa\varphi_0$. В результате выражение, заключенное в (7) в квадратные скобки, обратится в нуль в силу второго уравнения из (4). Имеем

$$\omega \approx \beta\kappa_z + \frac{1}{E_0}\kappa \cdot \nabla\alpha_0 - i\frac{\Delta\alpha_0}{4E_0} + \sqrt{\frac{12\pi e^2\varphi_0^2}{(\kappa+J)E_0}(\beta^2J - \gamma^{-2}\kappa) + \left(\frac{\Delta\alpha_0}{4E_0}\right)^2}. \quad (9)$$

Если мнимая часть ω'' частоты (9) положительна, то начальная амплитуда возмущения нарастает во времени, т. е. имеет место самофокусировка пучка по закону

$$d = d_0 e^{-\omega'' t}. \quad (10)$$

В случае, когда в (9) можно пренебречь членами, содержащими α_0 (для не слишком узкого пучка, влетающего в плазму, это эквивалентно условию $\theta_0 \ll \sqrt{\frac{eI}{E_0}}$, где $\theta_0 = \frac{P_t}{E_0}$ – начальный угол разлета пучка; P_t – максимальный начальный поперечный импульс электронов в пучке; I – полный ток пучка), длина самофокусировки ультрарелятивистского ($\beta \approx 1$) пучка дается выражением

$$L_c = d \sqrt{\frac{E_0(1+Jd)}{eI(Jd - \gamma^{-2})}}.$$

Приведем численную оценку характерных параметров пучка и плазмы, при которых можно наблюдать рассмотренный эффект самофокусировки. При энергии электронов $E_0 \sim 1$ ГэВ и плотности тока пучка $j_0 \sim 1$ кА/см² длина самофокусировки в плазме с $n \sim 10^{12}$ см⁻³ и $T \sim 10^4$ К имеет порядок $L_c \sim 10$ см.

Список литературы

1. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Phys. Lett. A. 1984. V. 102. № 3. P. 141.
2. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Докл. АН БССР. 1979. Т. 23. № 4. С. 326.
3. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Мн., 1982. С. 11.
4. Миллер Р. Б. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц / Пер. с англ. М., 1984. С. 185.
5. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. С. 153, 160.
6. Фадеева В. Н., Терентьева Н. М. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М., 1954.

Поступила в редакцию 14.12.92.

УДК 535.34

О. Г. РОМАНОВ, А. Л. ТОЛСТИК

ДИФРАКЦИЯ НА ОБЪЕМНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ЧАСТОТЫ ВОССТАНАВЛИВАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

Within a theory of four-wave mixing the energy efficiency of reconstruction of transmission and reflection volume holograms in media with thermal nonlinearity has been analyzed. The optimal recording conditions of dynamic holograms have been determined and the possibility of the increase in diffraction efficiency upon tuning-out of the reconstructing-wave frequency has been determined.

Динамические дифракционные структуры, являющиеся одним из перспективных элементов интегральной оптики, позволяют в реальном

времени осуществлять управление световыми потоками. В традиционных схемах дифракции на объемных динамических голограммах процессы записи и восстановления осуществляются на одной и той же частоте (вырожденное четырехволновое взаимодействие). Изменение частоты восстанавливающей волны может быть выгодно вследствие уменьшения потерь на поглощение волн и, следовательно, увеличения дифракционной эффективности. При этом также становится возможным спектральное преобразование когерентного изображения. Таким способом в работе [1] в среде с тепловой нелинейностью экспериментально было реализовано преобразование ИК изображения (1,064 мкм) в видимое (0,532 мкм). В настоящей работе анализируется эффективность дифракции на тепловых динамических голограммах при изменении частоты восстанавливающей волны. В рамках теории четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) рассматриваются варианты пропускающих и отражательных динамических голограмм.

Пропускающие динамические голограммы. При попутном распространении опорной E_{r1} и сигнальной E_s волн с частотой ω_0 имеет место запись пропускающей динамической голограммы. Дифракция на такой голограмме плоской волны E_{r2} с частотой ω при выполнении условия фазового синхронизма для объемных голограмм ($k_{r1} + k_{r2} = k_s + k_d$) приводит к появлению волны E_d , несущей на частоте ω информацию, заложенную в волну E_s . Волны E_{r2} и E_d также могут поглощаться нелинейной средой и записывать свою динамическую голограмму. Восприимчивость χ для линейно поглощающих резонансных сред в условиях адиабатического нагрева определяется выражением $\chi = \kappa(\hat{\theta}/V + \sigma I_E)/2\pi$, где $\sigma = 2\omega(dn/dT)t/cC_p$, dn/dT – термооптический коэффициент, t – длительность светового импульса, C_p – теплоемкость единицы объема, κ – линейный коэффициент экстинкции, $\hat{\theta}(\omega) = \theta(\omega) + iV(\omega)$, величина $\theta(\omega)$ связана дисперсионными соотношениями с коэффициентом Эйнштейна для вынужденного перехода $V(\omega)$ [2], I_E – интенсивность интерференционного поля волн E_{r1} , E_s и E_{r2} , E_d . Стандартные алгоритмы теории ЧВВ позволяют записать систему укороченных волновых уравнений, которая для практически коллинеарного распространения волн в приближении невысокой дифракционной эффективности голограмм ($E_d \ll E_s \ll E_{r1}, E_{r2}$) имеет вид:

$$\begin{aligned} \partial E_{r1} / \partial z &= i(\omega_0/c)(\kappa_0 \hat{\theta}_0 / V_0 + \kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + \kappa \sigma I_{r2}) E_{r1}, \\ \partial E_s / \partial z &= i(\omega_0/c)(\kappa_0 \hat{\theta}_0 / V_0 + 2\kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + \kappa \sigma I_{r2}) E_s, \\ \partial E_{r2} / \partial z &= -i(\omega/c)(\kappa \hat{\theta} / V + \kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + \kappa \sigma I_{r2}) E_{r2}, \\ \partial E_d / \partial z &= -i(\omega/c)((\kappa \hat{\theta} / V + \kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + 2\kappa \sigma I_{r2}) E_d + \kappa_0 \sigma'_0 E_{r1} E_s E_{r2}). \end{aligned} \quad (1)$$

Индексы «0» относятся к параметрам среды, которые определяются на частоте ω_0 , $\sigma'_0 = \sigma \sigma_0 / 8\pi$.

Система уравнений (1) с граничными условиями $I_{r1}(z=0) = I_{r2}(z=L) = I_0$, $I_s(z=0) = I_{s0}$, $I_d(z=L) = 0$ может быть решена аналитически в пренебрежении нелинейным фазовым рассогласованием сигнальной и опорной волн. Коэффициент преобразования сигнальной волны в дифрагированную $R = I_d(z=0)/I_{s0}$ имеет вид:

$$R = (\omega \sigma_0 I_0 / 2\omega_0)^2 \exp(-kL) (1 - \exp(-k_0 L))^2, \quad (2)$$

где $k = 2\omega\kappa/c$, $k_0 = 2\omega_0\kappa_0 E/c$ – линейные коэффициенты поглощения на частотах ω и ω_0 соответственно. В случае вырожденного по частоте взаимодействия $\omega = \omega_0$ ($k = k_0$) формула (2) переходит в известное для борновского приближения выражение для коэффициента отражения обращенной волны [3]. Анализ выражения (2) показывает зависимость коэффициента преобразования R и оптимальной оптической плотности

среды $(k_0L)_{\text{опт}}$ от величины отстройки частот восстанавливающей и записывающих голограмму волн. Так, в случае записи голограммы сигнальной и опорной волнами на частоте ω_0 , совпадающей с центром контура поглощения, оптимальная оптическая плотность

$$(k_0L)_{\text{опт}} = \ln(2\exp(\eta^2) + 1) \quad (3)$$

для гауссовой аппроксимации контура поглощения и

$$(k_0L)_{\text{опт}} = \ln(2\eta^2 + 3) \quad (4)$$

для лоренцевой формы контура ($\eta = (\omega - \omega_0) / \Delta$, Δ – полуширина контура). Выражения (3), (4) в случае вырожденного ЧВВ ($\eta = 0$) дают известное значение для сред с тепловой нелинейностью $(k_0L)_{\text{опт}} = \ln 3 \approx 1,1$. При увеличении отстройки частоты восстанавливающей волны дифракционная эффективность R монотонно возрастает, достигая насыщения при $|\eta| > 2$ и $|\eta| > 8$ соответственно для гауссовой и лоренцевой аппроксимации контуров, при этом оптимальное значение оптической плотности среды $(k_0L)_{\text{опт}} > 4$. Эффект насыщения объясняется тем, что при большой отстройке частоты поглощением восстанавливающей волны можно пренебречь, и дифракционная эффективность голограммы перестает зависеть от оптической плотности среды. С увеличением коэффициента поглощения уменьшается толщина слоя, в котором записывается голограмма, однако увеличивается глубина модуляции показателя преломления. Сказанное иллюстрируют зависимости коэффициента преобразования R от спектральной отстройки восстанавливающей волны η (рис. 1, а) и от оптической плотности k_0L (рис. 2, а), рассчитанные для резонансной среды с тепловой нелинейностью в случае гауссовой формы контура поглощения.

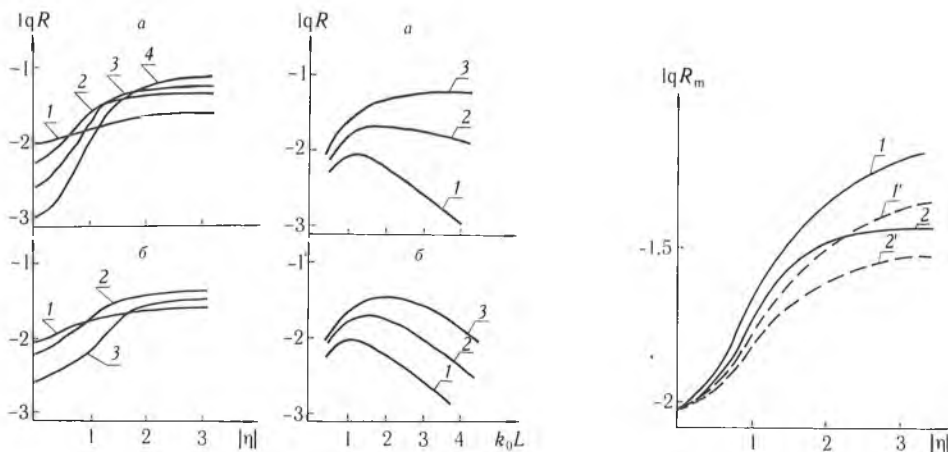


Рис. 1 Зависимости коэффициента преобразования R от отстройки частот восстанавливающей волны $|\eta|$ при интенсивности опорной волны $\sigma_0 I_0 = 0,5$ для:

а) пропускающей динамической голограммы в среде с оптической плотностью $k_0L = 1(1)$, $2(2)$, $3(3)$, $4(4)$; б) отражательной динамической голограммы, $k_0L = 1(1)$, $2(2)$, $3(3)$

Рис. 2 Зависимости коэффициента преобразования R от оптической плотности среды для пропускающих (а) и отражательных (б) динамических голограмм при отстройке частоты восстанавливающей волны $|\eta| = 0(1)$, $1(2)$, $2(3)$

Рис. 3 Зависимости коэффициента преобразования R_m при оптимальной оптической плотности среды для пропускающих (1, 1') и отражательных (2, 2') динамических голограмм в случае гауссовой (1, 2) и лоренцевой (1', 2') аппроксимаций контура поглощения

Отражательные динамические голограммы. Отражательные динамические голограммы записываются при встречном распространении опорной E_{r1} и сигнальной E_s волн. В условиях невысокой дифракционной эффективности система укороченных волновых уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned}
\partial E_{r1} / \partial z &= i(\omega_0 / c)(\kappa_0 \hat{\theta}_0 / B_0 + \kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + \kappa \sigma I_{r2}) E_{r1}, \\
\partial E_s / \partial z &= -i(\omega_0 / c)(\kappa_0 \hat{\theta}_0 / B_0 + 2\kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + \kappa \sigma I_{r2}) E_s, \\
\partial E_{r2} / \partial z &= -i(\omega / c)(\kappa \hat{\theta} / B + \kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + \kappa \sigma I_{r2}) E_{r2}, \\
\partial E_d / \partial z &= i(\omega / c)((\kappa \hat{\theta} / B + \kappa_0 \sigma_0 I_{r1} + 2\kappa \sigma I_{r2}) E_d + \kappa_0 \sigma'_0 E_{r1} E'_s E_{r2})
\end{aligned}
\tag{5}$$

с граничными условиями: $I_{r1}(z=0) = I_{r2}(z=L) = I_0$, $I_s(z=L) = I_{s0}$, $I_d(z=0) = 0$. Решение системы (5), как и в случае пропускающих динамических голограмм, позволяет найти коэффициент преобразования сигнальной волны в дифрагированную $R = I_d(z=L) / I_{s0}$:

$$R = (\omega \kappa_0 \sigma_0 I_0 / 2\omega_0 \kappa)^2 \exp(-k_0 L) (1 - \exp(-kL))^2. \tag{6}$$

Как следует из (6), коэффициент преобразования R и оптимальная оптическая плотность $(k_0 L)_{\text{опт}}$ зависят от спектральной отстройки восстанавливающей волны. Для гауссова контура поглощения

$$(k_0 L)_{\text{опт}} = \exp(\eta^2) \ln(2 \exp(-\eta^2) + 1), \tag{7}$$

а для контура, аппроксимируемого лоренцевой формой:

$$(k_0 L)_{\text{опт}} = (\eta^2 + 1) \ln(2 / (\eta^2 + 1) + 1). \tag{8}$$

С ростом спектральной отстройки $(k_0 L)_{\text{опт}}$ меняется от значения $(k_0 L)_{\text{опт}} \approx 1,1$ ($\eta = 0$) до $(k_0 L)_{\text{опт}} \approx 2$ при $|\eta| \gg 1$. Достаточно узкий диапазон, ограничивающий оптимальную оптическую плотность в случае отражательных динамических голограмм, обусловлен требованием эффективного перекрытия встречных световых пучков в поглощающей среде. Приведенные выражения иллюстрируют зависимости коэффициента преобразования R от отстройки частоты восстанавливающей волны (рис. 1, б) и от оптической плотности среды (рис. 2, б).

В заключение проведем сравнение энергетической эффективности преобразования изображений отражательными и пропускающими динамическими голограммами. На рис. 3 представлены спектральные зависимости коэффициента преобразования R_m , рассчитанные при оптимальной оптической плотности $(k_0 L)_{\text{опт}}$ (3), (4) и (7), (8). Видна возможность увеличения дифракционной эффективности: примерно в 3,5 раза для отражательных голограмм и в 7 раз для пропускающих голограмм. Приведенные численные оценки определяются схемой записи динамической голограммы и не зависят от профиля контура поглощения. Заметим, что для вырожденного ЧВВ обе схемы характеризуются одинаковой дифракционной эффективностью. Преимущество пропускающих динамических голограмм при отстройке частоты восстанавливающей волны обусловлено более полным использованием интенсивностей сигнальной и опорной волн вследствие большего значения оптимальной оптической плотности $(k_0 L)_{\text{опт}}$ (3), (4) по сравнению с (7), (8).

Список литературы

1. Сункай Ву, Юньин Фан, Зхуйинг Ванг // Beijing-Shanghai Proc. Int. Conf. Laser. 1980. P. 231.
2. Кабанов В. В., Рубанов А. С. // Докл. АН БССР. 1980. Т. 24. С. 34.
3. Зельдович Б. Я., Филипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., 1985. С. 248.

Поступила в редакцию 27.09.93.